大量氘氩/氖混合气体注入抑制托卡马克逃逸电流的数值研究

韩真哲[1]，郑平卫[1, 2, *]

[1] 南华大学资源环境与安全工程学院，湖南衡阳，421001

[2] 南华大学核能与核安全国际科技合作示范基地，湖南衡阳，421001

摘要 托卡马克等离子体破裂会产生逃逸电流，如不进行抑制，其携带的巨大能量将对设备造成严重破坏。本文使用 DREAM 程序中的流体模型，研究注入氘氩/氖混合气体对破裂逃逸电流的影响。研究表明，注入氘氩/氖混合气体可以抑制最终形成的平台逃逸电流。在讨论的破裂前等离子体电流 I_p 范围内，最优条件下氩/氖在混合气体中的含量应在 0.50% ~ 0.70%，氘的注入量应在 10^{20} m^{-3} ~ 10^{21} m^{-3}。在这个范围外，氘氩/氖混合气体注入对逃逸电流的抑制效果都会减弱，甚至会增大逃逸电流。破裂前等离子体电流 I_p 是影响逃逸电流的关键因素。I_p 越大，形成的逃逸电流越大，也需要注入更多的混合气体。在 I_p 高达 10 MA 的聚变堆级托卡马克装置上，注入混合气体的密度需要达到 10^{22} m^{-3}，这是目前大量气体注入（Massive Gas Injection, MGI）技术所不能达到的，通过散裂弹丸注入氘氩/氖混合物将是更加可行的方式。

关键词： 托卡马克，等离子体破裂，逃逸电流，大量混合气体注入，氘氩/氖混合气体

中图分类号 TL631.2

Numerical investigate of tokamak runaway current suppression by massive deuterium-argon/neon mixture gas injection

Zhenzhe. Han[1], Pingwei. Zheng[1,2,*]

[1] *School of Resource Environment and Safety Engineering, University of South China, Hengyang, Hunan 421001, P.R. China*

[2] *Demonstration Base for International Science and Technology Cooperation on Nuclear Energy and Nuclear Safety, University of South China, Hengyang, Hunan 421001, P.R. China*

该工作得到了国家重点研发计划（No. 2022YFE03070000, 2022YFE03070003）、国家自然科学基金（No. 12375220）、湖南省自然科学基金（No. 2021JJ30569）、南华大学博士启动基金项目（No.190XQD114）、湖南省核聚变国际科技创新合作基地（No.2018WK4009）和衡阳市磁约束核聚变研究重点实验室（No.2018KJ108）的支持。

第一作者：韩真哲，男，1999 年出生，2020 年毕业于郑州工商学院，现为硕士研究生，研究领域为磁约束核聚变与等离子体

通讯作者：郑平卫，E-mail: pwzheng@usc.edu.cn

收稿日期：2023-00-00，修回日期：2023-00-00

This work was supported by the National Key R&D Program of China under Grant (No. 2022YFE03070000, 2022YFE03070003), the National Natural Science Foundation of China (No. 12375220), the Hunan Provincial Natural Science Foundation (No. 2021JJ30569), the University of Nanhua Doctoral Startup Fund Project (No. 190XQD114), Hunan Funded by the Provincial Nuclear Fusion International Science and Technology Innovation Cooperation Base (No. 2018WK4009) and Hengyang Key Laboratory of Magnetic Confinement Nuclear Fusion Research (No. 2018KJ108).

First author:HAN Zhen zhe,male,born in 1999, graduated from Zhengzhou University of Business and Economics in 2020,master student, focusing on nuclear fusion and plasma physics

Corresponding author: ZHENG Ping wei, E-mail: pwzheng@usc.edu.cn

Abstract **[Background]** Tokamak plasma disruption generate runaway current that, if not suppressed, carry enormous amounts of energy that can cause severe damage to equipment. **[Purpose]** Investigate of the effect of injecting deuterium-argon/neon mixture gas on the runaway current during disruption. **[Methods]** In this paper, numerical simulations are carried out using a fluid model in the DREAM code, which is capable of self-consistently simulating the evolution of plasma parameters with time during the disruption process. **[Results]** It is shown that injection of a deuterium-argon/neon mixture gas suppresses the eventual formation of platform runaway current, but the deuterium-argon/neon mixture gas usually has an optimal content and ratio. In the range of pre-disruption plasma current I_p discussed in this paper, the content of neon/argon in the mixture gas should be in the range of 0.50% ~ 0.70% and the injection amount of deuterium should be in the range of 10^{20} m^{-3} ~ 10^{21} m^{-3}. Outside this range, deuterium-argon/neon mixture gas injection has a diminished effect on the suppression of runaway current and even increases them. **[Conclusions]** The pre-disruption plasma current I_p is the key factor influencing the runaway current. The larger I_p is the larger the runaway current is formed and more mixture gas needs to be injected. On fusion reactor-scale tokamak devices with I_p up to 10 MA, the amount of injected mixture gas needs to reach 10^{22} m^{-3}, which is not achievable with the current massive gas injection (MGI) technique and injection of a deuterium-argon/neon mixture through a shattered pellet would be a more viable approach.

Key words Tokamak, Plasma disruption, Runaway current, Massive mixture gas injection, Deuterium-argon/neon mixture gas

利用托卡马克装置产生聚变能所面临的主要问题之一是等离子体破裂。等离子体破裂会产生"逃逸电子"[1]，如果不对其有效的抑制和缓解，其携带的巨大能量将会损伤装置内壁部件与设备。在大型托卡马克装置，如欧洲联合环流器（JET: Joint European Torus）、日本 JT-60U 装置（JT-60U: JAERI Tokamak-60 Upgrade）、德国轴对称偏滤器实验装置（ASDEX-U: Axially Symmetric Divertor Experiment Upgrade）和堆级聚变装置，等离子体电流较高。国际热核聚变实验堆（ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor）的等离子体电流可达到 10 兆安培（MA: Megaampere），破裂产生的逃逸电流高达几 MA[2-3]，逃逸电子所释放的高额能量会破坏装置的第一壁，造成严重的损伤，甚至会缩短装置使用寿命。尽管在目前的小型托卡马克装置上，等离子体电流小，约 1 MA，因等离子体破裂产生的能量和热负荷对装置内壁的损伤可忽略不计[4]，但在中小型托卡马克装置上研究探索破裂逃逸电子物理及对其有效抑制和缓解的方法仍然意义重大，特别是在 1 MA 以上的大等离子体电流条件下。基于现行装置参数开发高效的破裂逃逸电流抑制方法将会应用到未来更高的等离子体电流托卡马克聚变装置上。

在托卡马克等离子体破裂过程中，等离子体的热能迅速散失，导致热猝灭（TQ: Thermal Quench）现象的出现，随着等离子体的冷却，电阻急剧上升，从而引起等离子体电流快速下降形成电流猝灭（CQ: Current Quench）。在电流猝灭的过程中，逃逸电子通过初级机制产生并通过次级机制增值。初级机制主要包括 Dreicer 机制[4][5]、氚衰变产生的 β 射线、活化壁

发射的高能 γ 射线的康普顿散射和热尾机制[6-7]，初级机制会产生一个很小的逃逸种子。逃逸种子通过次级雪崩机制倍增形成逃逸电流[4]。

在托卡马克等离子体中，电子所受到的摩擦阻力会随着速度的增加而减小，但电子受到的电场力与电子的运动速度无关，因此当电子速度增加到一定程度时，电子受到的阻力将会小于受到的电场力，这使得电子被持续加速成为逃逸电子。当等离子体破裂发生时，快速衰减的电流会引起感应电场 E 的产生，这个电场通常远大于电子临界电场 $E_c = \frac{e^3 n_e \ln\Lambda}{4\pi\varepsilon_0^2 m_e c^2}$。其中，$e$ 为电子电量，$\ln\Lambda$为库伦对数，它是等离子体温度和密度的缓变函数，对于磁约束等离子体一般取 16～17，n_e 为电子密度，ε_0为真空介电常数，m_e 为电子静止质量，c 为真空中的光速。热电子在与逃逸电子的碰撞过程中获得能量，使得更多电子成为逃逸电子。在这个过程中，逃逸电子数目以指数型快速增长，这就是逃逸电子的雪崩倍增过程。

为了缓解等离子体破裂[8][9]产生的危害，目前常用的方法有三种：大量气体注入（MGI[10]：Massive Gas Injection）、杀手弹丸注入（KPI: Killer Pellet Injection）以及散裂弹丸注入（SPI[11]：Shattered Pellet Injection）。这些方法通过向等离子体中注入气体或小颗粒来消耗逃逸电子能量，增强等离子体的稳定性和抗干扰性能。SPI 被应用在少部分装置，但 SPI 设计和优化具有挑战性，较大的固体弹丸可能会损伤装置第一壁，需要精心设计，保证其大部分杂质能在等离子体芯部消融。MGI 是目前普遍采取的方法，在全超导托卡马克东方超环[12]（EAST：Experimental Advanced Superconducting Tokamak）、中国环流器二号 A（HL-2A）和 ASDEX-U 等装置上都配有 MGI 设施，可用于抑制破裂产生的逃逸电流。但是，通过 MGI 注入单一气体往往很难有效缓解破裂后的逃逸电流，通过加入少量的高原子序数（高 Z）杂质气体可以更加有效的抑制逃逸电流。数值模拟研究发现在 ITER 参数条件下等离子体破裂会产生约 12 MA 的逃逸电流，而用 MGI 注入氘氖混合气体后，最终形成约 3.7 MA 的逃逸电流[13]。因此通过 MGI 注入包含一定量杂质的混合气体更适合于抑制破裂逃逸电流。

氩和氖是常被用于注入到托卡马克等离子体中的杂质气体，因其较高的原子序数，可以高效地通过辐射降低等离子体的储能。但过量的氩或氖会导致等离子体温度快速下降，更容易猝发热猝灭，产生更多的逃逸电流。氘是未来氘氚聚变堆燃料之一，注入大量的氘可以较好的与燃料相容，又可通过增大等离子体密度降低破裂逃逸电子的能量。因此，通过 MGI 方法注入氘氩/氖混合气体将是抑制托卡马克等离子体破裂逃逸电流的可行方法。氘氩/氖混

合气体各自的含量将是影响抑制效果的关键因素，本文基于中国环流器二号 M（HL-2M）托卡马克装置大等离子体电流放电条件，研究大量氘氩/氖混合气体注入对抑制破裂逃逸电流的影响，并对比分析氘氩和氘氖两种 MGI 对抑制破裂逃逸电流的效果。

本文将使用托卡马克破裂逃逸电子模拟程序 DREAM[14]开展数值模拟研究，该程序能够自洽地模拟托卡马克等离子体破裂过程中等离子体参数随时间的演化。在第一部分介绍本文的研究背景和动机后，第二部分给出了数值模拟方法和逃逸电子相关的物理模型。第三部分给出了注入不同含量氘氩/氖混合气体后对逃逸电流的抑制效果，并进行了对比分析。最后总结全文并对未来进行展望。

1　数值模拟方法

等离子体破裂后热能会在几毫秒之内释放，这个阶段被称为热猝灭（TQ），在此期间电子温度 T_e 呈指数衰减，温度从初始的 $T_0(r)$ 向最终温度 $T_f(r)$ 衰减，其特征衰减时间常数为 t_0，温度的指数衰减[12]是由方程（1）来表示的

$$T_e(r,t)=T_f(r)+[T_0(r)-T_f(r)]e^{-t/t_0} \tag{1}$$

紧接着等离子体冷却会导致电阻率增加，同时导致电流衰减，从而发生电流猝灭（CQ）。这是第二阶段的开始，电流衰减得越快感应电场也就越强，从而加速电子使之成为逃逸电流。

在等离子体中电子发生逃逸离不开两个重要的电场：临界电场 E_c 和 Dreicer 临界电场 E_D。临界电场 $E_c=\dfrac{e^3 n_e \ln\Lambda}{4\pi\varepsilon_0^2 m_e c^2}$ 是速度等于光速的电子发生逃逸时所需的电场。当温度为 T_e 的热电子受到高于 Dreicer 临界电场 $E_D=e^3 n_e \ln\Lambda/4\pi\varepsilon_0^2 T_e$ 产生的电场力时，由于其所受到的摩擦阻力小于电场力，这部分电子就会被持续加速，从而发生逃逸[15]。

等离子体破裂后有许多不同的机制可以产生逃逸电子，其中起主要作用的是初级 Dreicer 机制、热尾 hot-tail 机制以及次级雪崩机制。在这里我们忽略了热尾 hot-tail 机制[16]，因为在本文研究中，等离子体在破裂后有足够的时间来丧失能量，冷却时间足够长，整体温度下降，高能尾部的粒子会逐渐失去能量，因而对逃逸电流的贡献减弱。当冷却时间足够长，Dricer 机制会占主导地位，而热尾机制在这种情况下相对较弱不起主导作用，所以忽略了热尾 hot-tail 机制。因此，不考虑 hot-tail 机制，总的逃逸电子的密度 n_{RE} 随时间演化的方程[17]

$$\frac{\partial n_{RE}}{\partial t}=(\frac{\partial n_{RE}}{\partial t})^{Dreicer}+(\frac{\partial n_{RE}}{\partial t})^{avalanche} \tag{2}$$

初级机制中，Dreicer 机制产生的逃逸种子[17]

$$(\frac{dn_{RE}}{dt})^{Dreicer}=\frac{n_e}{\tau}(\frac{m_e c^2}{2T_e})^{3/2}(\frac{E_D}{E_\parallel})^{3(1+Z_{eff})/16}\mathrm{e}^{-\frac{E_D}{4E_\parallel}-\sqrt{\frac{(1+Z_{eff})E_D}{E_\parallel}}} \tag{3}$$

这里的 $\tau=4\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 c^3/n_e e^4\ln\Lambda$ 为相对论电子碰撞时间[18]，$E_\parallel$ 为平行电场，逃逸种子通过次级雪崩机制倍增[19-20]：

$$(\frac{d\mathrm{n}_{RE}}{dt})^{avalanche}\simeq n_{RE}\frac{(E_\parallel/E_c-1)}{\tau\ln\Lambda}\sqrt{\frac{\pi\varphi}{3(Z_{eff}+5)}}\times(1-\frac{E_c}{E_\parallel}+\frac{4\pi(Z_{eff}+1)^2}{3\varphi(Z_{eff}+5)(E_\parallel^2/E_c^2+4/\varphi^2-1)})^{-1/2} \tag{4}$$

$Z_{\mathrm{eff}}=\frac{\sum_i\sum_j n_{ij}Z_{ij}^2}{\sum_i\sum_j n_{ij}Z_{ij}}$，其中 n_{ij} 和 Z_{ij} 分别为离子种类 j 的电荷态 i 的密度和电荷数。这里

$\varphi=(1+1.46\in^{\frac{1}{2}}+1.72\in)^{-1}$，$\in=r/R$。当假设 $Z_{eff}=1$，$\varphi\simeq 1$和$E_\parallel\gg E_c$时，可以将方程（4）简化为：

$$(\frac{d\mathrm{n}_{RE}}{dt})^{avalanche}\simeq n_{RE}(\frac{\pi}{2})^{1/2}\frac{E_\parallel/E_c-1}{3\tau\ln\Lambda} \tag{5}$$

$Z_{eff}=1$ 是一种理想情况，通常 Z_{eff} 会大于 1，这是因为杂质（原子序数大于 1）的进入会使得 Z_{eff} 大于 1，除非都是氢同位素的等离子体。实验上，即便都是氢同位素等离子体，由于等离子体与壁材料相互作用产生的杂质也会进入等离子体中，使得有效电荷大于 1。在本文中因为注入氘氩/氘混合气体会使得 Z_{eff} 大于 1，所以，在本文计算中都是采用方程（4）进行计算。

由于电子、氘离子和杂质离子的碰撞时间不同，所以分别给出这三类粒子的能量平衡方程[20]

$$\frac{3}{2}\frac{\partial(\mathrm{n}_e\mathrm{T}_e)}{\partial t}=\frac{3n_e}{2r}\frac{\partial}{\partial r}(\chi r\frac{\partial T_e}{\partial r})+p_{OH}-p_{Br}-p_{ion}-p_{line}+\sum_i p_c^{eZ_i} \tag{6}$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial(n_D T_D)}{\partial t}=\frac{3n_D}{2r}\frac{\partial}{\partial r}(\chi r\frac{\partial T_D}{\partial r})+P_c^{De}+P_c^{DZ_i} \tag{7}$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial（n_{Z_i}T_{Z_i}）}{\partial t}=\frac{3n_{Z_i}}{2r}\frac{\partial}{\partial r}(\chi r\frac{\partial T_{Z_i}}{\partial r})+p_c^{Z_i e}+\sum_{j\neq i}p_c^{Z_i Z_j} \tag{8}$$

其中 n_e 为电子密度，χ = 1 m^2 s^{-1} 是热扩散系数，$P_{OH}=\sigma_{\|}E^2$ 是欧姆加热功率密度，$P_{Br}=1.69\times 10^{38}(n_e[m^{-3}])^2\sqrt{T_e[eV]}Z_{eff}$ 是韧致辐射损失功率密度[21,22]，$P_{ion}=\sum_{ik}E_k^i I_k^i n_k^i n_e$ 是电离能量损失功率密度。$P_c^{ij}=3n_i(T_j-T_i)/2\tau_{ij}$ 为能量平衡方程中不同种类粒子之间的碰撞能量交换，$\tau_{ij}=\frac{3\sqrt{2}\pi^{3/2}\in_0^2 m_i m_j}{n_j e^4 Z_i^2 Z_j^2\ln\Lambda}(\frac{T_i}{m_i}+\frac{T_j}{m_j})^{3/2}$ 为热交换时间，其中下标 i，j 指的是电子以及氘和杂质离子。$P_{line}=\sum_i n_{Z_i}n_e L_{Z_i}(n_e,T_e)$ 是线辐射功率密度，它是所有电荷态密度的总和，其中辐射率 L_{Z_i} 从 ADAS 数据库中获得[23]。同时，通过每种离子种类的每种电荷态的密度随时间演化的方程来计算杂质的电离率[17]

$$\frac{dn_{Z_i}^k}{dt}=n_e(I_{k-1}n_{Z_i}^{k-1}-(I_k+R_k)n_{Z_i}^k+R_{k+1}n_{Z_i}^{k+1}) \tag{9}$$

这里 I_k 为第 k 个电荷态的电子碰撞电离率，R_k 是辐射复合率。

随着等离子体的冷却和其电导率的下降（$\sigma_{\|}\sim T_e^{3/2}$），会诱导出一个电场 $E_{\|}$来维持等离子体电流。其中电流密度分布随时间的演化和电场的演化由方程(10) [21,22]表示

$$\frac{1+k^{-2}}{2}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial E_{\|}}{\partial r}=\mu_0\frac{\partial j_{\|}}{\partial t} \tag{10}$$

其中，k 为拉长比，等离子体电流密度 $j_{\|}=\sigma_{Sp}E_{\|}+j_{re}\approx\sigma_{Sp}E_{\|}+ecn_{re}$ 为欧姆电流密度和逃逸电流密度之和。j_{re} 是逃逸电流密度，$\sigma_{Sp}=3\varepsilon_0^2(2\pi T_e)^{3/2}/(0.51m_e^{1/2}e^2\ln\Lambda)$ 是 Spitzer 电导率，μ_0 和 c 分别为磁导率和真空中的光速。

基于上述物理模型，本文利用数值模拟的方法，在模拟程序中设定总模拟时间和最大迭代次数，并当满足任一条件时，方程组的演化将终止，研究 MGI 技术注入氘和高 Z 杂质（氩或氖）混合气体[19,22,23]对抑制破裂逃逸电流的影响。在程序中我们设定总模拟时间为 50 ms，在这个时候结果满足模拟参量不随时间演化。当注入气体的密度达到 10^{22} m^{-3} 时，碰撞耗散效应会极大地耗散逃逸电子的动能，这种情况下不会形成平台逃逸电流，而是形成峰值逃逸

电流，即逃逸电流达到最大值后开始快速衰减至零。但是，现在的 MGI 技术还不能使得注入气体的密度达到 10^{22} m^{-3} 量级。因此，本文假设注入的氘、氩和氖的密度范围分别为：$n_D = 10^{20}$ $m^{-3} \sim 10^{21}$ m^{-3}，$n_{Ar} = 10^{18}$ $m^{-3} \sim 2\times10^{19}$ m^{-3} 和 $n_{Ne} = 10^{18}$ $m^{-3} \sim 2\times10^{19}$ m^{-3}，并且注入的混合气体是均匀的。

2　结果与讨论

模拟采用 HL-2M 托卡马克装置[24]的参数，装置小半径 $a = 65.5$ cm，大半径 $R_0 = 178.1$ cm，环向磁场 $B_0 = 1.8$ T，破裂前等离子体电流 $I_p = 1.2$ MA。初始电子温度和密度的径向分布如图 1 所示，中心电子的温度和密度分别为 $T_{e0} = 6.8$ keV 和 $n_{e0} = 4.6\times10^{19}$ m^{-3}。破裂后等离子体温度快速下降，TQ 期间的电子温度衰减根据方程（1）演化，参考文献[13]，取 $t_0 = 1$ ms，$T_f = 10$ eV。

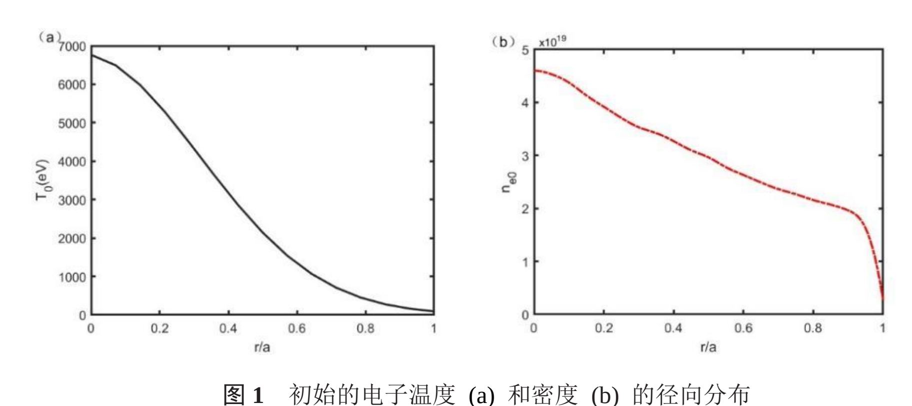


图 1　初始的电子温度 (a) 和密度 (b) 的径向分布

Fig.1　Initial radial distribution of electron temperature (a) and density (b)

破裂发生后产生逃逸电流，并形成由逃逸电流构成的逃逸平台，图 2 展示了在破裂后没有杂质注入时 1.2 MA 的 I_p 最终会形成约 0.8 MA 的平台逃逸电流，约在 8 ms 时逃逸电流 I_{re} 与等离子体电流 I_p 相等，即逃逸电流完全替代了等离子体电流，在 8 ms 后 I_{re} 与 I_p 不随时间变化，此时的电流定义为平台逃逸电流I_{re}^p。破裂所带来的危害程度在一定程度上取决于平台逃逸电流与 I_p 的比值I_{re}^p/I_p。在图 2 中，$I_{re}^p = 0.8$ MA，$I_{re}^p/I_p = 0.75$。这个比值在大型托卡马克装置上是不能被接受的，如 ITER 装置上 I_p 高达十几 MA，将严重影响装置内壁部件和设备的安全。对此，本文接下来将研究在破裂时注入氘氩和氘氖混合气体对平台逃逸电流的影响，给出有效抑制平台逃逸电流下混合气体含量和平台逃逸电流大小。

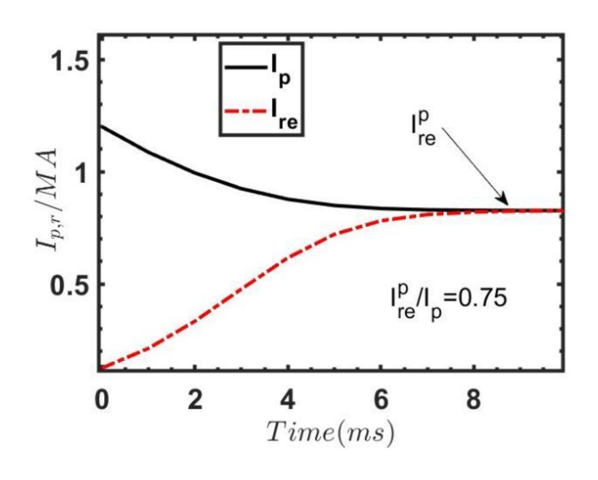


图 2 无混合气体注入时等离子体电流和逃逸电流随时间的演化

Fig.2 Evolution of plasma and runaway current with time without mixture gas injection

2.1 注入氘氩/氘氖混合气体的结果

为了理解混合气体注入对抑制逃逸电流的效果，本节研究了注入氘氩或氘氖混合气体对抑制逃逸电流的影响。在破裂后注入氘氩混合气体，氘氩气体的含量分别为 $n_D = 9.2\times10^{20}$ m^{-3} 和 $n_{Ar} = 1.1\times10^{19}$ m^{-3}，图 3（a）展示了等离子体电流 I_p、欧姆电流 I_{ohm} 和逃逸电流 I_{re} 随时间的演化。可以看到注入氘氩混合气体后形成的平台逃逸电流显著降低，I_{re}^p/I_p 的值由 0.75 降低为 0.41，这说明混合气体的注入可以抑制逃逸电流。但注入此混合气体含量后 I_{re}^p/I_p 比值仍相对较高，因此需要进一步优化注入的混合气体含量。图 3（b）展示了破裂后电场情况，可以得出破裂后产生的电场远大于 $E_c \approx 0.3$ V/m，此时中心电子密度 $n_{e0} = 4.6\times10^{19}$ m^{-3}。

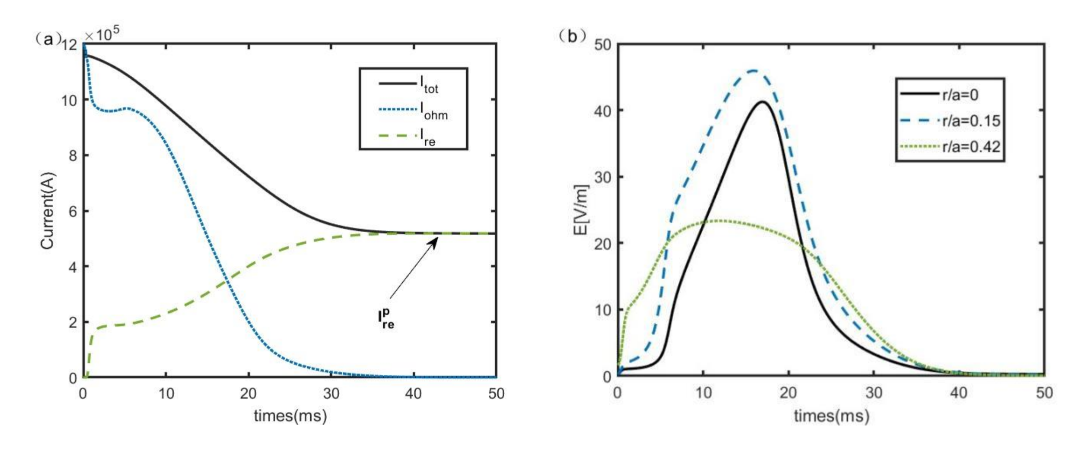


图 3 注入氘氩混合气体（$n_D = 9.2\times10^{20}$ m^{-3}、$n_{Ar} = 1.1\times10^{19}$ m^{-3}）的结果。(a) 等离子体电流（实线），欧姆电流（点线）和逃逸电流（虚线）的演化。(b) 不同归一化径向半径上欧姆电场的演化。

Fig.3 Results of injection of a deuterium-argon mixture gas (n_D = 9.2 ×10^{20} m^{-3}, n_{Ar} = 1.1 ×10^{19} m^{-3}). (a) Evolution of plasma current (solid lines), ohmic current (dotted lines) and runaway current (dashed lines). (b) Evolution of the ohmic electric field on different normalised radial radii.

图 4 给出了平台逃逸电流随注入氘氩含量变化的结果。图 4（a）为注入氘的量在 n_D = 9.2×10^{20} m^{-3} 时，改变氩气体的含量，最终形成的平台逃逸电流会先逐渐减小，在 n_{Ar} = 4×10^{18} m^{-3} 时会达到最小的平台逃逸电流，I_{re}^{p}= 0.19 MA。但随着氩气体的不断增加，抑制效果减弱，平台逃逸电流会逐渐增大。图 4（b）是保持 n_{Ar}=4×10^{18} m^{-3}，改变氘气体含量，在 n_D=7×10^{20} m^{-3} 时，平台逃逸电流最小，I_{re}^{p}= 0.14 MA，随着氘气体不断增加，平台逃逸电流也会逐渐增大。因此，可以得到最优的氘氩混合气体含量：n_D = 7×10^{20} m^{-3} 和 n_{Ar} = 4×10^{18} m^{-3}。在此优化注入条件下，I_{re}^{p} = 0.14 MA 显著低于没有任何抑制措施下的 0.8 MA，在注入的混合气体中 Ar 的含量 $n_{Ar}/(n_D+n_{Ar})$×100% = 0.57%。在注入的氘氩混合气体中，氘的量过大会导致 Ar 的含量降低，不能有效地利用 Ar 来辐射损失逃逸电子的能量，但是过量的 Ar 会进一步降低等离子体温度，促使更高的感应电场产生，从而产生更高的逃逸电流。

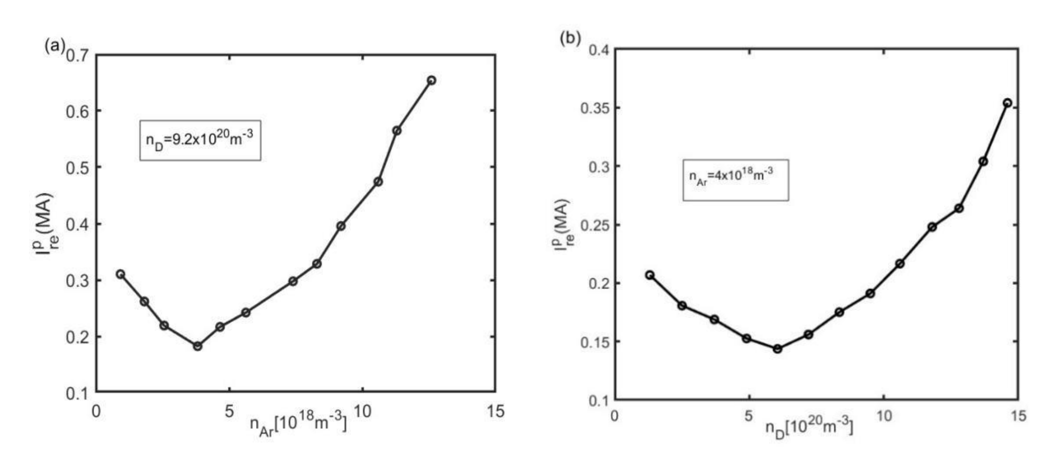


图 4 平台逃逸电流随注入氘氩含量变化的结果。(a) n_D = 9.2×10^{20} m^{-3} 不变，逐渐增大氩的含量。(b) n_{Ar} = 4×10^{18} m^{-3} 不变，逐渐增大氘的含量。

Fig.4 Results of platform runaway current variation with injected deuterium-argon content. (a) n_D = 9.2 ×10^{20} m^{-3} constant, gradually increasing argon content. (b) n_{Ar} = 4 ×10^{18} m^{-3} constant, gradually increasing the deuterium content.

对于氘氖混合气体注入，虽然其对逃逸电子的作用与氘氩混合气体一样，但由于氖的原子序数比氩小，所以其对逃逸电子的辐射功率损耗相比更小。图 5 中展示了平台逃逸电流随注入氘氖含量变化的结果。注入氘氖混合气体的结果与图 4 中注入氘氩的结果是类似的。在最优条件下，n_D = 7×10^{20} m^{-3}，n_{Ne} = 4.5×10^{18} m^{-3}，平台逃逸电流达到最小值，I_{re}^{p}约为 0.14 MA。在注入的混合气体中 Ne 的含量 $n_{Ne}/(n_D+n_{Ne})$×100% = 0.64%。相比与图 4 中最优氘氩

注入的量，氘氖注入下氘的量没有发生变化，但需要注入更多的氖，或者混合气体中氖的含量要稍微增大。

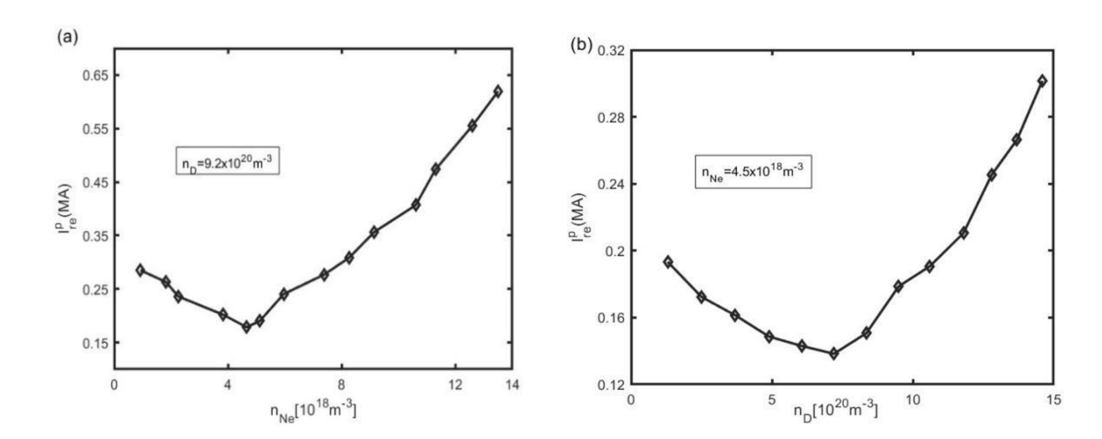


图 5 平台逃逸电流随注入氘氖含量变化的结果。 (a) n_D = 9.2×10^{20} m^{-3} 不变，逐渐增大氖的含量。(b) n_{Ne} = 4.5×10^{18} m^{-3} 不变，逐渐增大氘的含量。

Fig.5 Results of the variation of the platform runaway current with the injected deuterium-neon content. (a) n_D = 9.2 ×10^{20} m^{-3} constant, gradually increasing the amount of neon. (b) n_{Ne} = 4.5 ×10^{18} m^{-3} constant, gradually increasing the deuterium content.

通过对上述结果进行分析，可以得到注入氘氩或氘氖混合气体都能抑制平台逃逸电流，但同时都会存在一最优混合气体含量，当超过这个最优含量之后，抑制效果会逐渐减弱。由于本文中注入混合气体抑制逃逸电流是在中型托卡马克装置下得到的，对于等离子体电流更大、破裂前等离子体温度更高的堆级聚变托卡马克装置而言，可以忽略装置尺寸的影响，进一步研究 I_p 和电子温度等效应的影响。

2.2 破裂前等离子体电流和电子温度效应的影响

不考虑装置尺寸的影响，本节研究 I_p 和电子温度 T_{e0} 对破裂后平台逃逸电流的影响，并计算给出不同 I_p 和 T_{e0} 情况下抑制破裂平台逃逸电流效果最佳的氘氩/氖混合气体含量。

为了方便对结果进行对比，表 1 给出了增大 I_p 或 T_{e0} 时在没有混合气体注入的情况下形成的平台逃逸电流。I_p 越大，最后形成的平台逃逸电流 I_{re}^{p} 也越高，I_{re}^{p}/I_p 随着 I_p 的增大而增大。而在增大 T_{e0} 情况下，I_{re}^{p} 稍微减小，这可能是因为过高的 T_{e0} 使得等离子体冷却时间尺度延长所引起的。对比 I_p 和 T_{e0} 对平台逃逸电流的影响，I_p 是影响破裂逃逸电流的最主要的

因素。这对于 I_p 高达 ~10 MA 的聚变托卡马克反应堆而言，如 ITER，必须采取有效的措施来抑制破裂后形成的逃逸电流，减小其危害。

注入最优含量的氘氩/氘混合气体，最后形成的平台逃逸电流I_{re}^p及相应I_{re}^p/I_p对（I_p，T_{e0}）的依赖结果列于表 2 和表 3 中。从表 2 中可以发现，在注入最优氘氩混合气体后，平台逃逸电流得到了极大抑制。1.2 MA 的 I_p 最终会形成约 0.14 MA 的平台逃逸电流，相比于无任何缓解措施下的 0.8 MA，逃逸电流在氘氩混合气体注入下得到了大幅度抑制，I_{re}^p/I_p 的值也比在没有注入氘氩混合气体下出现大幅下降。但是，当 I_p 增大一倍时，在最优氘氩混合气体注入后，I_{re}^p/I_p 的值反而上升了一倍多。而 T_{e0} 仍然对注入氘氩混合气体后的平台逃逸电流影响较小。这进一步说明 I_p 对破裂逃逸电流及对其抑制有着关键的影响。

表 1　无混合气体注入时不同 I_p 和 T_{e0} 下的结果

Table1　Results at different I_p and T_{e0} without mixture gas injection

I_p (MA)	T_{e0} (keV)	I_{re}^p (MA)	I_{re}^p/I_p
1.2	6.8	0.8	0.75
1.8	6.8	1.4	0.76
2.4	6.8	1.85	0.77
1.2	10	0.6	0.5
1.8	10	1.1	0.6

假设按照本文计算得到的I_{re}^p/I_p 和氘氩混合气体含量随 I_p 变化的趋势，对于有效抑制 ITER 装置等离子体破裂后的逃逸电流，需要注入氘气体的含量应达到 10^{22} m^{-3}，氩气体含量的范围在 10^{19} m^{-3} ~ 10^{20} m^{-3}。但现在的大量气体注入技术不能注入密度达到 10^{22} m^{-3} 的气体。因此，对于未来的高等离子体电流聚变托卡马克反应堆而言，需要更加优良的注入方式来抑制破裂逃逸电流，比如散裂弹丸注入（SPI）[25]。

表 2　注入最优含量氘氩混合气体的结果

Table2　Results of injecting the optimum content of deuterium-argon mixture gas

I_p (MA)	T_{e0} (keV)	n_D (m^{-3})	n_{Ar} (m^{-3})	$n_{Ar}/(n_D+n_{Ar})\times100$ %	I_{re}^p (MA)	I_{re}^p/I_p

1.2	6.8	7×10^{20}	4×10^{18}	0.57%	0.14	0.11
1.8	6.8	1.4×10^{21}	8×10^{18}	0.57%	0.38	0.2
2.4	6.8	1.9×10^{21}	9.5×10^{18}	0.50%	0.59	0.25
1.2	10	4.5×10^{20}	3.5×10^{18}	0.70%	0.12	0.1
1.8	10	1.1×10^{21}	6.8×10^{18}	0.62%	0.31	0.14
2.4	10	1.5×10^{21}	8.8×10^{18}	0.60%	0.5	0.2

改变混合气体中杂质的成分，表 3 中给出了注入氘氖混合气体时的结果，结果表明对破裂后平台逃逸电流的抑制效果与注入氘氩混合气体的结果相似，在相同氘注入量下需要注入更多的氖才能使得最后的$I_{\mathrm{re}}^{\mathrm{p}}$保持基本不变。这主要是因为氖的原子序数比氩更低，对逃逸电子的辐射损失能力更弱。

表 3　注入最优含量氘氖混合气体的结果

Table3　Results of injecting the optimum content of deuterium-neon mixture gas

I_{p} (MA)	T_{e0} (keV)	n_{D} (m^{-3})	n_{Ne} (m^{-3})	$n_{\mathrm{Ne}}/(n_{\mathrm{D}}+n_{\mathrm{Ne}})\times100\%$	$I_{\mathrm{re}}^{\mathrm{p}}$ (MA)	$I_{\mathrm{re}}^{\mathrm{p}}/I\mathrm{p}$
1.2	6.8	7×10^{20}	4.5×10^{18}	0.64%	0.14	0.11
1.8	6.8	1.4×10^{21}	8.3×10^{18}	0.59%	0.37	0.2
2.4	6.8	1.9×10^{21}	9.7×10^{18}	0.51%	0.57	0.24

通过对上述结果进行分析和研究，可以得出在中小型托卡马克装置上，其 I_{p} 普遍在 1~3 MA 以下，利用氘氩/氘氖混合气体注入可以有效抑制破裂后的逃逸电流，且注入气体的含量不会超过大量气体注入技术对应的上限气体含量。在优化注入条件下，从表 2 和表 3 中可以得出：氩或氖在氘氩/氘氖混合气体中的含量应在 0.50% ~ 0.70%，氘的注入量应在 10^{20} m^{-3} ~ 10^{21} m^{-3}，这些可以使得逃逸电流最为有效地被抑制。在最优注入条件下，被抑制的逃逸电流仅为 I_{p} 的 10%，最后形成约 100 - 200 kA 的逃逸电流。因此，大量气体注入技术，特别是氘氩/氘氖混合气体注入对于抑制现行中小型托卡马克装置上的破裂逃逸电流是有效的。但是，对于抑制 I_{p} 高达上 10 MA 量级的聚变托卡马克装置上的破裂逃逸电流，根据本文研究结果进行外推，需要注入混合气体的含量应达到 10^{22} m^{-3} 的量级，这对于目前大量气体注入技术是无法达到的。

由于大量气体注入技术不能注入含量达 10^{22} m^{-3} 量级的气体，对逃逸电子的碰撞耗散效应很小，方程（4）中 $E_{\parallel}/E_c - 1 \approx E_{\parallel}/E_c$，最后会形成平台逃逸电流。但是，如果能够注入含量达到 10^{22} m^{-3} 量级的破裂缓解物质，比如通过 SPI 技术，临界电场 E_c 的量级将会与破裂后的欧姆感应电场 $E_{\parallel}$ 相当，$E_{\parallel}/E_c \sim 1$，此时碰撞耗散效应将会对破裂逃逸电流产生重大影响。如图 6 所示，此时逃逸电子未能形成平台逃逸电流，逃逸电流大小随时间先增大后迅速减小至零，在约 19 ms 时形成峰值逃逸电流，约 0.35 MA；然后在约 70 ms 时逃逸电子的能量被耗散，逃逸电流消失。如果考虑以 SPI 注入 10^{22} m^{-3} 量级的氘氩/氘氖混合物，则形成的峰值逃逸电流会更低，而且会更快地将逃逸电子的能量耗散完。

对于托卡马克破裂而言，由于其危害巨大，基于现行装置必须发展有效的预测、避免和抑制技术。最为优先的应为预测和避免技术，但这些并不在本文的研究范围内。但是，即使有预测和避免技术来防止托卡马克破裂带来的危害，发展有效的破裂抑制缓解技术也是必要的，因为预测和避免这些技术并不能 100%地实现其预定的目标，破裂抑制技术是最后的防御措施。

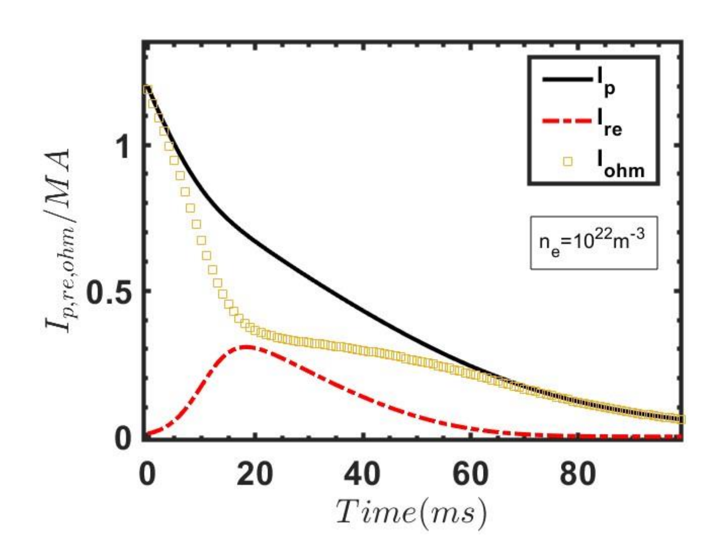


图 6 高密度($n_e = 10^{22}$ m^{-3})下碰撞耗散效应对逃逸电流的影响。

Fig.6 Impact of collisional dissipation effects on runaway current at high density ($n_e = 10^{22}$ m^{-3}).

3 结语

本文利用托卡马克破裂逃逸电子模拟程序 DREAM 中的流体模型研究大量氘氩或氘氖混合气体注入对抑制破裂逃逸电流的影响。通过对比有/无混合气体注入条件下平台逃逸电

流与 I_p 比值I_{re}^p/I_p 的大小，本文获得了氘氩或氘氖混合气体中的最优含量及配比，并在最优含量及配比下探讨了 I_p 的影响。研究发现在最优注入条件下被抑制的逃逸电流仅为 I_p 的 10%，通过 MGI 技术注入氘氩/氖混合气体可以有效抑制当前中小型托卡马克装置破裂后的逃逸电流。

等离子体破裂后，无混合气体注入会产生较高的平台逃逸电流，I_{re}^p/I_p 较大，这在高等离子体电流的大型托卡马克装置上是不能被接受的。I_p 是影响破裂后平台逃逸电流大小的关键因素。研究发现注入氘氩/氖混合气体可以抑制平台逃逸电流I_{re}^p。注入的氘氩或氘氖混合气体通常有一最优含量，在最优注入含量及配比下破裂逃逸电流可以被更好地抑制。在最优含量及配比之外的范围，增大氘的注入量会导致 Ar/Ne 在混合气体中的含量降低，不能有效地利用 Ar/Ne 来辐射损失逃逸电子的能量；而过量的 Ar/Ne 会进一步降低等离子体温度，虽然可以增大逃逸电子的辐射损失，但同时会感应出更大的欧姆电场，产生更高的逃逸电流。

在最优含量及配比的氘氩/氖混合气体注入条件下，研究发现破裂平台逃逸电流I_{re}^p受 I_p 的影响最大，注入混合气体后的I_{re}^p随 I_p 的增大而线性增大。注入氘氩/氖混合气体的总量也随 I_p 的增大而增大，当 I_p = 2.4 MA 时，注入混合气体的总量达到 10^{21} m^{-3} 量级。在所讨论的 I_p 范围内，优化后的氩或氖在氘氩/氖混合气体中的含量应在 0.50%～0.70%，氘的注入量应在 10^{20} m^{-3} ~ 10^{21} m^{-3}。以此外推，在 I_p 高达 10 MA 的聚变堆级托卡马克装置上，注入混合气体的量需要达到 10^{22} m^{-3}，这是目前 MGI 技术所不能达到的。

不考虑注入方式，本文研究了密度为 10^{22} m^{-3} 条件下碰撞耗散效应对逃逸电流的影响。在此条件下，破裂后不形成平台逃逸电流，而是形成峰值逃逸电流，即逃逸电流随时间达到最大值后快速衰减为零。考虑到散裂弹丸（SPI）技术更有可能实现破裂后向等离子体注入密度为 10^{22} m^{-3} 的缓解物质，未来可利用 SPI 技术注入大量的氘氩/氖来抑制高等离子体电流下的聚变堆托卡马克等离子体的破裂逃逸电流。

作者贡献说明 韩真哲：进行研究调查、数值模拟、数据处理、论文初稿撰写；郑平卫：提供研究思路、对文章知识性内容作批评性审阅、论文指导与修改。

参考文献

[1] Smith H, Helander P, Eriksson L G, *et al*. Runaway electrons and the evolution of the plasma current in tokamak disruption[J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(10): 102502. DOI: 10.1063/1.2358110. [LinkOut]

[2] Yoshino R, Nakamura Y, Neyatani Y. Avoidance of VDEs during plasma current quench in JT-60U[J]. Nuclear Fusion, 1996, 36(3): 295 – 307. DOI: 10.1088/0029-5515/36/3/i03. [LinkOut]

[3] Loarte A, Riccardo V, Martin- Solís J R, *et al.* Magnetic energy flows during the current quench and termination of disruption with runaway current plateau formation in JET and implications for ITER[J]. Nuclear Fusion, 2011, 51(7): 073004. DOI: 10.1088/0029-5515/51/7/073004. [LinkOut]

[4] Li Y L, Sun J Z, Zhang Y P, *et al.* Simulation of runaway electron generation and diffusion during major disruption in the HL-2A tokamak[J]. Fusion Engineering and Design, 2014, 89(7 – 8): 1019 – 1023. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2014.02.074. [LinkOut]

[5] Dreicer H. Electron and ion runaway in a fully ionized gas. II [J]. Physical Review, 1960 , 117(2): 329 – 342. DOI: 10.1103/physrev.117.329. [LinkOut]

[6] Smith H M, Fehér T, Fülöp T, *et al.* Runaway electron generation in tokamak disruption[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2009, 51(12): 124008. DOI: 10.1088/0741-3335/51/12/124008. [LinkOut]

[7] Fehér T, Smith H M, Fülöp T, *et al.* Simulation of runaway electron generation during plasma shutdown by impurity injection in ITER[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, 53(3): 035014. DOI: 10.1088/0741-3335/53/3/035014. [LinkOut]

[8] Berger E, Pusztai I, Newton S L, *et al.* Runaway dynamics in reactor-scale spherical tokamak disruption[J]. Journal of Plasma Physics, 2022, 88(6): 905880611. DOI: 10.1017/s0022377822001209. [LinkOut]

[9] Zhang Y P, Tong R H, Yang Z Y, *et al.* Recent progress on the control and mitigation of runaway electrons and disruption prediction in the HL-2A and J-TEXT tokamaks[J]. Reviews of Modern Plasma Physics, 2023, 7(1): 1 – 39 . DOI: 10.1007/s41614-022-00110-3. [LinkOut]

[10] Hesslow L, Embréus O, Vallhagen O, *et al.* Influence of massive material injection on avalanche runaway generation during tokamak disruption[J]. Nuclear Fusion, 2019, 59(8): 084004. DOI: 10.1088/1741-4326/ab26c2. [LinkOut]

[11] Baylor L R, Meitner S J, Gebhart T E, *et al.* Shattered pellet injection technology design and characterization for disruption mitigation experiments[J]. Nuclear Fusion, 2019, 59(6): 066008. DOI: 10.1088/1741-4326/ab136c. [LinkOut]

[12] 计华健, 张洪明, 杨秀达, 等. EAST 辐射偏滤器运行模式下等离子体杂质浓度评估方法[J].核技术, 2022, 45(3):8. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2022.hjs.45.030501

[13] Vallhagen O, Embreus O, Pusztai I, *et al*. Runaway dynamics in the DT phase of ITER operations in the presence of massive material injection[J]. Journal of Plasma Physics, 2020, 86(4): 475860401. DOI: 10.1017/s0022377820000859. [LinkOut]

[14] Hoppe M, Embreus O, Fülöp T. DREAM: a fluid-kinetic framework for tokamak disruption runaway electron simulations[J]. Computer Physics Communications, 2021, 268: 108098. DOI: 10.1016/j.cpc.2021.108098. [LinkOut]

[15] Breizman B N, Aleynikov P, Hollmann E M, *et al*. Physics of runaway electrons in tokamaks[J]. Nuclear Fusion, 2019, 59(8): 083001. DOI: 10.1088/1741-4326/ab1822. [LinkOut]

[16] Helander P , Smith H ,T. Fülp,*et al*. Electron kinetics in a cooling plasma[J].Physics of Plasmas, 2004, 11(12):5704-5709.DOI:10.1063/1.1812759.

[17] Papp G, Fülöp T, Fehér T, *et al*. The effect of ITER-like wall on runaway electron generation in JET[J]. Nuclear Fusion, 2013, 53(12): 123017. DOI : 10.1088/0029-5515/53/12/123017. [LinkOut]

[18] Connor J W, Hastie R J. Relativistic limitations on runaway electrons[J]. Nuclear Fusion, 1975, 15(3): 415–424. DOI: 10.1088/0029-5515/15/3/007. [LinkOut]

[19] Wei Y N, Yan W, Chen Z Y, *et al*. Dissipation of runaway current by massive gas injection on J-TEXT[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2020 , 62(2): 025002. DOI: 10.1088/1361-6587/ab52c8. [LinkOut]

[20] Rosenbluth M N, Putvinski S V. Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks[J]. Nuclear Fusion, 1997, 37(10): 1355 – 1362. DOI: 10.1088/0029-5515/37/10/i03. [LinkOut]

[21] Fehér T, Smith H M, Fülöp T , *et al*. Simulation of runaway electron generation during plasma shutdown by impurity injection in ITER[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, 53(3): 035014. DOI: 10.1088/0741-3335/53/3/035014. [LinkOut]

[22] Berger E, Pusztai I, Newton S L, *et al*. Runaway dynamics in reactor-scale spherical tokamak disruptions[J]. Journal of Plasma Physics, 2022, 88(6): 905880611. DOI: 10.1017/s0022377822001209. [LinkOut]

[23] Summers H P. 2004 The ADAS user manual, version 2.6.[DB/OL] www.adas.ac.uk/manual.php

[24] Duan X R, Xu M, Zhong W L, *et al*. Progress of HL-2A experiments and HL-2M program[J]. Nuclear Fusion, 2022, 62(4): 042020. DOI: 10.1088/1741-4326/ac3be6. [LinkOut]

[25] Vallhagen O, Pusztai I, Hoppe M, *et al*. Effect of two-stage shattered pellet injection on tokamak disruption[J]. Nuclear Fusion, 2022, 62(11): 112004. DOI: 10.1088/1741-4326/ac667e. [LinkOut]